

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛОКАЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

Л. Н. ЖЕРИХИНА*, Г. Н. ИЗМАЙЛОВ, А. Л. КАРУЗСКИЙ*,
А. В. ПЕРЕСТОРОНИН*, А. М. ЦХОВРЕБОВ***

*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

**Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия, e-mail: izmailov@mai.ru

В контексте нелокальности воздействия на квантовый объект проанализированы особенности распространения импульсного магнитного возмущения в замкнутой сверхпроводящей щелевой сверхвысокочастотной линии передачи. Предположено, что в отличие от уже проведенных экспериментов с фотонами такой подход позволит уточнить результат нелокальности воздействия в более простой ситуации, когда присутствует только одна составляющая электромагнитного излучения.

Ключевые слова: квантовая механика, нелокальность, сверхпроводимость, магнитные возмущения.

In the context of nonlocality of the impact on the quantum object the features of pulsed magnetic disturbance emission in the closed superconducting slit microwave transmission line are analyzed. It is suggested that in contrast to the experiments already conducted with photons this approach allows to specify the result of nonlocality impact in simpler situation with the only one component of electromagnetic radiation.

Key words: quantum mechanics, nonlocality, superconductivity, magnetic disturbances.

Основой современных нанотехнологий, инструментом при создании эталонов прецизионных измерений послужила квантовая механика. Интеллектуальная революция представлений классической физики об электромагнитных процессах и движении микрообъектов воплотилась в создании транзистора и его технического развития – микросхем, лазера и электронного микроскопа, установления конкретных свойств химических элементов, овладения энергией, высвобождаемой при ядерных реакциях. Благодаря технологическому прорыву, опиравшемуся на «вероятностную физику», человечество вступило в информационный век, когда информация обрабатывается и передается со скоростью в несколько

терабайт в секунду. Для сравнения можно вспомнить о рекордах скорости передачи нескольких бит в секунду в начале прошлого века.

По утверждениям Н. Бора и В. Гейзенберга физика совершила последнюю революцию и достигла окончательного и полного знания явлений в электронной оболочке атома [1–3]. Те открытия и технические новшества, которые появлялись до 60-х гг. прошлого столетия, только подтверждали это. Тем не менее, дискуссия 1930-х гг. о физической реальности, вылившаяся в формулировке парадокса Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР-парадокс) [4–6], обсуждении состояния шредингеровского кота [7] и «скрытых параметров» [8, 9], привела к новому аспекту развития представлений о микромире. Следствием модификации ЭПР-парадокса Д. Бомом [10, 11] стала возможность формулировки неравенств Дж. Белла [12, 13] и последующая экспериментальная проверка [14]. Начиная с 1980-х гг., материализация таких понятий, как квантовые телепортация [15, 16], прокрастинация [17, 18] и контекстуальность [19] в физических экспериментах, открыли дорогу для создания квантовых компьютеров и криптографии, квантовой коммуникации и космического интернета, новых эталонов точности, используемых в системах ГЛОНАСС и GPS, для постановки фундаментальных тестов по проверке теории гравитации и постоянства констант.

Одним из ключевых положений этого направления развития является тезис о существовании «действия на расстоянии», выдвинутый А. Эйнштейном [4, 20]. Согласно этому положению состояния частей квантовых систем оказываются связанными (зацепленными, entangled [7]), и воздействие на одну часть системы передается другой части, причем скорость передачи возмущения квантового состояния внутри системы не соответствует скорости света. Так, в экспериментах с однофотонным прохождением излучения в двулучевом интерферометре Маха–Зендера, в котором в настоящее время максимальное расстояние между плечами составило 143 км [15] (и, в принципе, может быть сколь угодно большим), происходил обмен квантовыми состояниями фотона, и в то же время регистрировалась классическая интерференционная зависимость, предполагающая справедливость принципа Гюйгенса–Френеля. Интерпретация результата подразумевает, что отдельный фотон, проходя любое плечо, интерферирует сам с собой, движущимся в другом плече (квантовая телепортация). Более ранние эксперименты с однофотонным накоплением

интерференционных зависимостей, приводящие к аналогичному результату, ставились еще Вавиловым [21]. Таким образом, жесткие корреляции между результатами таких измерений, недетерминированных в каждой точке в отдельности, не могут быть объяснены действием каких-либо классических физических полей, переносящих энергию.

Кроме того, в экспериментах [например, 17, 18], наблюдалось воздействие макросистем (разделителей световых пучков, поворотных зеркал, детекторов) на микрообъекты (единичные фотоны), что продемонстрировало необходимость коррекции чисто вероятностной трактовки поведения связанного фотона. Иными словами, при описании состояния квантово-механического объекта возникает проблема нелокальности воздействия.

В отмеченных экспериментах предлагали применять технические устройства, измеряющие состояние единичных фотонов, т. е. основанных на корпускулярной теории электромагнитного возмущения. При этом сложность интерпретации результата измерения связана с воздействием макроприбора на микрочастицу. Имеются определенные трудности представления ее в виде волнового пакета, и существует признанная интерпретация света как волны вероятности. Однако неясно, как рассчитать результат измерения в эксперименте с «половиной» фотона в виде только магнитной или электрической составляющей.

Ниже рассмотрим эксперимент, в ходе которого исследуется распространение магнитного возмущения вдоль сверхпроводящей щелевой сверхвысокочастотной (СВЧ) линии.

Особенности распространения магнитного возмущения в щелевой линии при $T < T_k$. Щелевая линия [22] представляет собой направляющую систему, используемую в СВЧ-технике для передачи электро-магнитных волн. Передающая линия образована щелью, которая прорезается в металлической пластине, при этом поле волны сосредотачивается в ее щелевом зазоре. Когда металл пластины находится в нормальном (т. е. несверхпроводящем) состоянии, процесс распространения волны полностью подчиняется обычным уравнениям Максвелла, согласно которым ее скорость должна быть в $\sqrt{\epsilon}$ раз меньше скорости света c , где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды в области зазора. Однако, если металл переходит в сверхпроводящее состояние ниже критической температуры ($T < T_k$), то свободные носители заряда

будут объединяться в куперовский конденсат, описываемый общей волновой функцией, отвечающей когерентному квантово-механическому состоянию [23, 24]. Одним из важнейших следствий этого является неизменность магнитного потока, захваченного в замкнутом сверхпроводящем контуре: $\sum \Phi_i = \text{const}$, где i – номер витка, включенного в единый контур, причем она должна быть кратна кванту магнитного потока: $N\Phi_0 = \text{const}$, где $\Phi_0 = \pi e / \hbar = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб; e – заряд электрона; $\hbar = h/(2\pi)$, h – постоянная Планка.

Сохранение потока в таком случае является нетривиальным следствием коллективного поведения носителей заряда, формирующего единую макроквантовую систему при переходе проводника из нормального в сверхпроводящее состояние. Для объяснения квантования магнитного потока необходимо, с одной стороны, учитывать «жесткость» волновой функции куперовского конденсата, с другой – иметь в виду особенности действия в этих условиях правил квантования Бора–Зоммерфельда, означающих кратность 2π набега фазы волновой функции на замкнутом контуре. В первую очередь, «жесткость» волновой функции проявляется в эффекте Мейснера – выталкивания магнитного поля из сверхпроводника. При этом объяснить эффект Мейснера (теория Лондона [25]) одной только бездиссипативностью сверхпроводящего состояния не удастся: в идеальном проводнике с нулевым сопротивлением ($R=0$) поле не выталкивается, а сохраняется [26]. Для объяснения, почему поле выталкивается или, точнее, не может проникать в сверхпроводник на глубину больше длины волны излучения λ , требуется предположение о пропорциональности между вектор-потенциалом и плотностью сверхпроводящего тока $\mathbf{A} = \mu_0 \lambda^2 \mathbf{j}$. Коэффициент пропорциональности $\mu_0 \lambda^2$ здесь равняется удельной кинетической индуктивности свободных носителей заряда, $\lambda = \sqrt{m/(\mu_0 e^2 n)}$, имеющая размерность длины, соответствует длине электромагнитных волн на ленгмюровских частотах (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; n – концентрация свободных носителей). В отсутствие токов смещения очевидно, что $\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ ($\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции). Перейдя к вектор-потенциалу $\text{rot} \mathbf{B} = \text{rot}(\text{rot} \mathbf{A}) = \nabla^2 \mathbf{A}$ и воспользовавшись пропорциональностью $\mathbf{A}$ и $\mathbf{j}$, получим уравнение Лондона $\nabla^2 \mathbf{A} = \lambda^{-2} \mathbf{A}$. Его решение

$$\mathbf{j}(z), \mathbf{B}(z), \mathbf{E}(z) \approx \mathbf{A}(z) = \mathbf{A}_0 e^{-z/\lambda}$$

описывает экспоненциальное падение токов и полей по мере роста координаты z , отвечающее эффекту Мейснера. Интегрирование уравнения классической бездиссипативной динамики

$$0 = 2m \frac{d\mathbf{v}}{dt} - 2e\mathbf{E} = \frac{2m}{en} \frac{d\mathbf{j}}{dt} - 2e \frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{2m}{en} \mathbf{j} - 2e\mathbf{A} \right)$$

показывает, что $\frac{2m}{en} \mathbf{j} - 2e\mathbf{A} = \text{const}$. В свою очередь, квантово-механическая жесткость волновой функции системы

$$\Psi = \Psi_0 + \sum_{k \neq 0} \frac{H_{k0}}{E_k - E_0} \Psi_k$$

в силу малости возмущения по отношению к сверхпроводящей щели

$$|H_{k0}| \ll |E_k - E_0| \approx \Delta \Rightarrow \Psi \approx \Psi_0$$

исключает «нелинейные» поправки к $\frac{2m}{en} \mathbf{j} - 2e\mathbf{A} = \text{const}$. Здесь Ψ_0, Ψ_k – волновые функции основного и возбужденных состояний, разделенные энергетическим зазором $E_k - E_0 \approx \Delta$, виртуальному переходу через который отвечает матричный элемент H_{k0} . Константа, имеющая калибровочное происхождение, приводит к тому, что решение уравнения $\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{j}$ для плотности тока $\mathbf{j}$ сохраняется в виде экспоненциально спадающей функции, в то время как асимптотический остаток вектор-потенциала выражается в виде $\mathbf{A}|_{z \gg \lambda_0} = -\text{const} / (2e)$.

Однако интегрирование этого асимптотического остатка по замкнутому контуру, проложенному в сверхпроводящем кольце на глубине $z \gg \lambda_0$, не дает вклада в сохраняющийся поток $\Phi^* = \oint \mathbf{A}|_{z \gg \lambda_0} d\mathbf{r} = 0$. В силу этого обстоятельства физически оправдано установить, что $\text{const} = 0$ и, следовательно, $\mathbf{j}$ пропорциональна $\mathbf{A}$, т. е. $\mathbf{A} = \mu_0 \lambda^2 \mathbf{j}$. Тогда в противовес стандартной теории флюксона [27] в кольце уже невозможно будет проложить контур интегрирования на такой глубине, где $j=0$, $A \neq 0$. Следует иметь ввиду, что в обычно используемой при расчете квантования потока формуле Бора–Зоммерфельда $2\pi\hbar N = \oint (\mathbf{p} + 2e\mathbf{A}) d\mathbf{r}$, где $\mathbf{p}$ – импульс вдоль бесконечно малого элемента траектории $d\mathbf{r}$, вектор-потенциал $\mathbf{A}$ отвечает внешнему магнитному полю, в то время как в кольце

оказывается захваченным поток «собственного» поля, создаваемого сверхпроводящими токами, текущими в кольце. Таким образом, в данном случае правило квантования следует записывать в виде $2\pi\hbar N = \oint \mathbf{p} d\mathbf{r}$, без явного учета вектор-потенциала. Отсюда следует цепочка равенств, позволяющая определить, что поток Φ , захваченный в кольце, кратен кванту $\Phi_0 = \pi\hbar / e \approx 2 \cdot 10^{-15}$ Вб:

$$2\pi\hbar N = \oint \mathbf{p} d\mathbf{r} = \oint \frac{2m\mathbf{j}}{en} d\mathbf{r} = \oint \frac{2m}{en} \frac{\mathbf{A}}{\mu_0\lambda^2} d\mathbf{r} = 2e \oint \mathbf{A} d\mathbf{r} = 2e\Phi \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Phi = (\pi\hbar / e) N = \Phi_0 N.$$

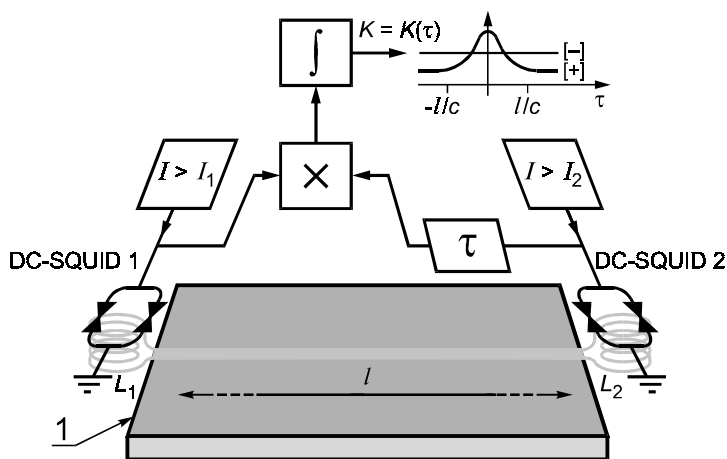
Приведенные выкладки свидетельствуют о том, что неизменность магнитного потока и его кратность кванту магнитного потока $\Phi = \Phi_0 N$, захваченного в замкнутом сверхпроводящем контуре, являются в большей степени не следствием максвелловской электродинамики, а результатом того, что сверхпроводящий куперовский конденсат образует единую квантово-механическую систему [23, 28]. Именно это обстоятельство демонстрирует возможность проявления в данной системе свойств нелокальности воздействия.

В случае щелевой линии, имеющей по несколько витков связи на концах и образующей вместе с ними единый сверхпроводящий контур, в силу равенства $\sum \delta\Phi_i = 0$, где $i = 1, 2$; Φ_i – магнитный поток через витки, изменение поля на одном конце должно сопровождаться изменением Φ_i с противоположным знаком на другом конце: $\delta\Phi_1 = -\delta\Phi_2$. В эксперименте 1, схема которого представлена на рисунке, а, предполагается регистрировать взаимную корреляцию флуктуаций магнитного потока, спонтанно возникающих в концевых витках линии, как функцию их относительной задержки

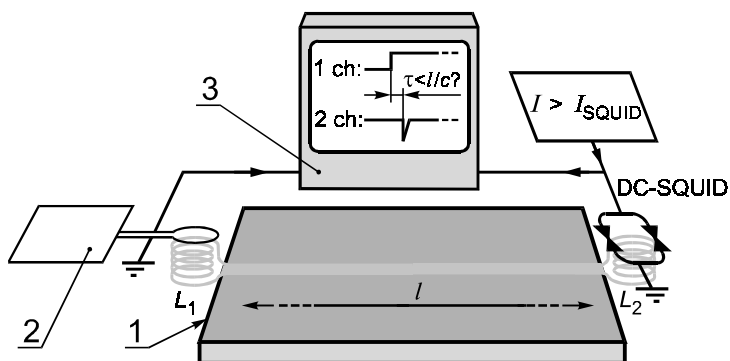
$$K(\tau) = \int_0^T \delta\Phi_1(t) \delta\Phi_2(t + \tau) dt \Bigg/ \sqrt{\int_0^T \delta\Phi_1^2(t) dt \int_0^T \delta\Phi_2^2(t) dt}; \quad T \gg l/c,$$

где l – длина щелевой линии.

Перед дальнейшей электронной обработкой флуктуации потока преобразуются в электрический сигнал квантовыми интерферометрами DC-SQUID 1, DC-SQUID 2, играющими в данном случае также роль сверхмалощумящих предварительных усилителей.



a



б

Схемы экспериментов 1(а)и 2(б):

l – металлическая пластина со щелевой линией длиной l ;
 2 – импульсный генератор; 3 – двухканальный осциллограф,
 визуализирующий задержку τ ; DC-SQUID 1, 2 – квантовые
 интерферометры

Масштаб квантовых флуктуаций магнитного потока в концевых витках щелевой линии, а также амплитуда внутреннего квантового шума DC-SQUID определяются соотношением неопределенности

$$\frac{\delta\Phi^2}{2L}\delta t = \delta E\delta t \geq \frac{\hbar}{2},$$

что приводит к их предельной оценке снизу: $\delta\Phi \approx \sqrt{\hbar L/\delta t}$. Здесь L равняется либо индуктивности концевых витков $L_{1,2}$, либо индуктивности сверхпроводящего кольца интерферометра L_{SQUID} , куда включаются джозефсоновские переходы; δt – характерное время регистрируемых флуктуаций, $\delta t \approx (f_{\text{max}} - f_{\text{min}})^{-1} \ll l/c$; $f_{\text{max}} - f_{\text{min}}$ – полоса рабочих частот квантового интерферометра.

Чтобы DC-SQUID своими внутренними квантовыми флуктуациями не перекрывали подлежащие регистрации спонтанные вариации потока $\delta\Phi_{1,2}$, ожидаемая амплитуда всплеска магнитного потока на регистраторе должна быть выше измерительного предела интерферометров: $\delta\Phi_{1,2} > \delta\Phi_{\text{SQUID}}$, что диктует условие наблюдаемости флуктуаций $L_{1,2} > L_{\text{SQUID}}$. Узость пика взаимной корреляции флуктуаций $K=K(\tau)$ в области их нулевой относительной задержки при условии, что ширина пика окажется много меньше длины щелевой линии, отнесенной к скорости света: $\Delta\tau < l/c$, будет свидетельствовать об экспериментальном измерении нелокальности. В принципе, постановка корреляционного эксперимента именно с целью поиска пика $K=K(\tau)$ при $\tau \approx 0$ не требует обязательного выполнения условия $\delta\Phi_{1,2} > \delta\Phi_{\text{SQUID}}$, и вместо условия $L_{1,2} > L_{\text{SQUID}}$ достаточно, например, чтобы $L_{1,2} \approx L_{\text{SQUID}}$ (рабочее кольцо DC-SQUID против одного концевой витка). Действительно, в корреляционном эксперименте независимые квантовые шумы DC-SQUID 1 и DC-SQUID 2 будут создавать «подставку» к искомому пику, практически не зависящую от τ , и, таким образом, не маскирующую пик. Однако «отрицательный результат» $\Delta\tau > l/c$ возможен в контексте того, что в условиях квантования магнитного потока в замкнутом сверхпроводящем контуре квант действия $\hbar$ приходится на каждую куперовскую пару по отдельности, а не на весь конденсат в целом [28] и поэтому здесь исключается зацепленное состояние.

В условиях реализации нелокальности воздействия осуществляется мгновенная, лишенная задержки «противофазная» связь в отношении флуктуирующих характеристик пространственно разделенных подсистем – частей единой квантовой системы,

находящейся в зацепленном состоянии. По отдельности флуктуации таких частей единой системы ограничены соотношением неопределенности, и «соблюдение» этого ограничения исключает декогеренцию зацепленных состояний. Таким образом, если внешнее воздействие на одну из пространственно разделенных подсистем не выводит их за рамки соотношения неопределенности, то внутренняя зацепленность состояния не должна разрушиться, и это воздействие должно мгновенно отразиться на другой части системы.

В случае положительного результата эксперимента 1 имеет смысл ставить второй эксперимент, в котором воздействие с амплитудой, ограниченной формулой Гейзенберга, предполагается передавать с одного конца щелевой линии на витки, присоединенные к другому концу, с задержкой меньше l/c (см. рисунок, б). Для этого энергия передаваемого магнитного возмущения не должна превышать уровня

$$\frac{\delta\Phi_1^2}{2L_1} = \delta E < \frac{\hbar}{2\delta t},$$

где δt отвечает длительности фронта импульсного воздействия; L_1 – индуктивность концевых витков, на которые оказывается это внешнее воздействие. Разумеется, возмущение будет передаваться по линии на фоне квантовых флуктуаций, спонтанно формирующихся в концевых витках. Однако в случае положительного результата эксперимента 2 может возникнуть принципиальная возможность быстрой (с задержкой $\tau < l/c$) передачи сигнальной последовательности в некоторой кодировке, заранее оговоренной с потенциальным абонентом, которая предохраняет передаваемую информацию от необратимого смешивания с квантовым шумом.

Заключение. Утверждению Н. Бора «что взаимодействие между атомными объектами и измерительными приборами составляет неотъемлемую часть квантового явления» [1] соответствует современная формулировка квантовой механики, гласящая, что измерения изменяют свой предмет способами, которые зависят от объекта измерений. Поэтому утверждения, что «невыполненные эксперименты не имеют никаких мыслимых результатов» и «результаты измерений показывают предварительные реализации существующих свойств и не зависят от других совместимых измерений» являются руководящими в проведенных экспериментах по квантовой телепортации [15, 16], квантовой прокрастинации [17, 18] и квантовой контекстуальности [19]. В них выполняли измерения поляризации, орбитального момента и пути одиночных фотонов, т. е.

свет рассматривали с корпускулярной точки зрения. При этом возникает проблема нелокальности, проявляющаяся в действии на расстоянии, в которой квантовые состояния двух частиц (в частности, фотонов) зацеплены таким образом, что измерения на одной частице мгновенно влияют на другую, даже если вторая частица далеко. Но если квантовая зацепленность используется для исследования природы фотона, то в предлагаемых экспериментах должно быть изучено влияние только магнитной составляющей кванта электромагнитного возмущения на квантовый объект. Возможно, что такой подход позволит уточнить нелокальность воздействия в более простой ситуации, когда присутствует только одна составляющая электромагнитного излучения.

Другой особенностью предлагаемых экспериментов является применение апробированных квантовых технологий, что будет способствовать созданию новых методов прецизионных измерений и новым шагам в разработке инновационных приборов для квантовых коммуникации и обработки информации, космического интернета, генераторов случайных чисел, при создании новейших эталонов точности, постановке фундаментальных тестов по проверке теории гравитации и постоянства констант.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. **Бор Н.** Атомная физика и человеческое познание. М.: ИИЛ, 1961.
2. **Гейзенберг В.** Физика и философия. Часть и целое. М.: Наука, 1989.
3. **Джеммер М.** Эволюция понятий квантовой механики. М.: Наука, 1985.
4. **Einstein A., Podolsky B., Rosen N.** Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* 1935. V. 47. P. 777–780.
5. **Bohr N.** Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* 1935. V. 48. P. 696 – 702.
6. **Эйнштейн А., Розен Н., Подольский Б.** Можно ли считать, что квантово-механическое описание физической реальности является полным? // *УФН.* 1936. Т. 16. С. 440–457.
7. **Schreödinger E.** Die gegenwaertige Situation in der Quantenmechanik // *Naturwissenschaften.* 1935. N 23. S. 807–812, 823–828, 844–849.
8. **Нейман фон И.** Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.
9. **Поппер К. Р.** Квантовая теория и кризис в физике. Из Постскриптума к «Логике научного открытия». М.: Логос, 1998.
10. **Bohm D. A.** Suggested interpretation of the quantum theory in terms of «hidden» variables. // *Phys. Rev.* 1952. V. 85. P. 166–193.

11. **Бом Д.** Квантовая теория. М.: Физматгиз, 1961.
12. **Bell J. S.** On the einstein podolsky rosen paradox // *Physica*. 1964. V. 1. P. 195–200.
13. **Bell J. S.** Speakable and unspeakable in quantum mechanics: Collected papers on quantum philosophy with a new introduction / Ed. A. Aspect. London. Cambridge. 2004.
14. **Aspect A., Grangier P., Roger G.** Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 47. P. 460 – 463.
15. **Aspect A., Grangier P., Roger G.** Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: a new violation of Bell's inequalities // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 49. P. 91– 94.
16. **Ma X.–S. e. a.** Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward // *Nature*. 2012. V. 489. P. 269 – 273.
17. **Noelleke C. e. a.** Efficient teleportation between remote single-atom quantum memories // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 140403.
18. **Peruzzo A. e. a.** A quantum delayed-choice experiment // *Science*. 2012. V. 338. P. 634– 637.
19. **Kaiser F. e.a.** Entanglement-enabled delayed-choice experiment // *Ibid*. P. 637 – 640.
20. **D'Ambrosio V. e. a.** Experimental implementation of a kochen-specker set of quantum tests // *Phys. Rev. X*. 2013. V. 3. P. 011012.
21. **The Born-Einstein letters:** correspondence between Albert Einstein and Max and Hedwig Born from 1916 to 1955. N. Y.: Walker, 1971.
22. **Вавилов С. И.** Экспериментальные исследования световых квантовых флуктуаций визуальным методом // *УФН* 1948. Т. 36. Вып. 3. С. 247–283.
23. **Григорьев А. Д.** Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990.
24. **Langer J. S.** Coherent states in the theory of superfluidity // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 167. P. 183–190.
25. **Хозенберг П.** Дальний порядок при сверхпроводящем переходе // *УФН*. 1970. Т. 102. Вып. 2. С. 239 – 246.
26. **London F., London H.** The electromagnetic equations of the supraconductor // *Proc. Royal Soc. A*. 1935. V. 149. P. 71 – 88.
27. **Линтон Э.** Сверхпроводимость. М.: Мир, 1971.
28. **Фейнман Р.** Статистическая механика. М.: Мир, 1975.
29. **Головашкин А. И. и др.** Обычные СКВИД-интерферометры и интерферометры на волнах материи в сверхтекучем гелии: роль квантовых флуктуаций // *ЖЭТФ*. 2010. Т. 138. № 2. С. 373 – 380.

Дата принятия 20.05.2013 г.